ВЕСТНИК МОСКОВСКОГО УНИВЕРСИТЕТА

№ 4 — 1971

УДК 539.121.72/75

А. А. БЕДНЯКОВ, В. Г. ИГНАТОВ, А. Ф. ТУЛИНОВ, Ю. Н. ШУСТИКОВ

МНОГОКРАТНОЕ РАССЕЯНИЕ И ПОТЕРИ ЭНЕРГИИ ИОНОВ ГЕЛИЯ В АЛЮМИНИИ ПРИ ЭНЕРГИЯХ МЕНЕЕ 300 *кэв*

Измерены угловые распределения $H_э(\theta)$ ионов ^{4}He, многократно рассеянных в пленках Al толщиной от 25 до 105 *мкг/см*^{2}. Показано, что, в отличие от ионов водорода, влияние экранирования полей ядер рассеивающихся ионов He электронами заметно сказывается на общем результате рассеяния при таких низких энергиях. Измерены также величины удельных потерь энергии для ионов ^{4}He в указанном интервале энергий.

При относительно низких энергиях (десятки—сотни *кэв/нукл*) процесс многократного рассеяния тяжелых атомных частиц в веществе осложняется тем, что их положительные заряды оказываются экранированными электронами, число которых к тому же меняется от столкновения к столкновению («перезарядка»). Выполненные ранее экспериментальные исследования [1—3] показали, что это экранирование не оказывает существенного влияния на результаты многократного рассеяния водородных ионов с энергией выше 30—40 *кэв* [2], но приводит к заметному сужению функции углового распределения многократно рассеянных ионов ^{14}N и ^{16}O при энергии ~300 *кэв/нукл* [3]. В последнем случае удовлетворительное согласие теории с результатами измерений достигнуто заменой в процессе расчетов заряда ядер ионов Z_1 среднеквадратичным зарядом $\sqrt{\overline{i^2}}$ в их пучке с равновесным зарядовым составом, соответствующим средней энергии ионов в мишени.

В настоящей работе сообщаются результаты дальнейшего изучения многократного рассеяния ионов при низких энергиях. Эксперимент проводился с ионами ^{4}He при энергиях менее 300 *кэв*; измерялись угловые распределения частиц, рассеянных алюминиевыми мишенями. Одновременно выполнялись измерения удельных энергетических потерь ионов ^{4}He в Al при таких энергиях.

Методика и техника эксперимента

Измерения при энергиях до 140 *кэв* проводились на небольшом электростатическом ускорителе (ЭГ-0,3), а при бо́льших энергиях — на ускорителе с каскадным генератором высокого напряжения до 500 *кв* (КГ-500).

Для получения функций углового распределения многократно рассеянных ионов ^4He использовалась та же аппаратура и методика, которая применялась при изучении многократного рассеяния протонов [2, 6]. Ускоренные ионы направлялись через коллиматор на пленку-мишень нормально к ее поверхности и после прохождения мишени регистрировались фотопластинкой, установленной перпендикулярно оси пучка. Для регистрации рассеянных ионов использовались фотопластинки типа МР (НИКФИ), поскольку применявшиеся при работе с протонами пластинки МК оказались мало эффективными для ионов Не с энергией менее 150 *кэв*. Так как интенсивность пучка ионов Не была меньше, чем протонов, то выходная диафрагма коллиматора [6] была увеличена до 0,25 *мм*. Угол расходимости пропускаемого на мишень пучка оставался при этом менее 15′, а диаметр его «следа» на мишени не превышал 0,3 *мм*. О форме этого пучка можно судить по рис. 1, где представлены результаты фотометрирования его изображения на фотопластинке (при удаленной мишени) вдоль двух взаимно перпендикулярных диаметров. (Расстояние от фотопластинки до выходной диаграммы коллиматора ~55 *мм*.)

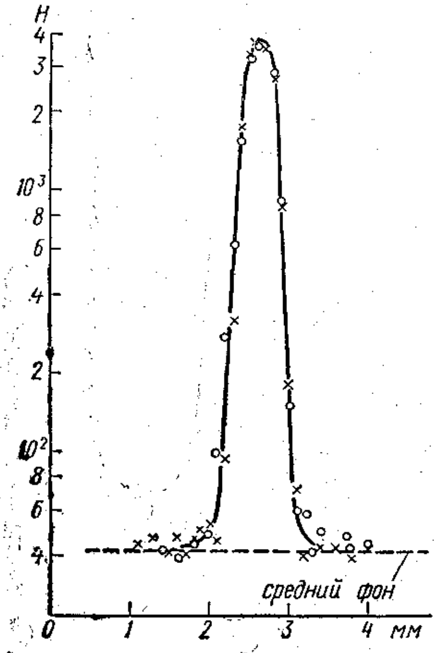

Рис. 1. Н — плотность потока ионов в относительных единицах. x — фотометрирование вдоль оси *x*, O — фотометрирование вдоль оси *y*

Энергия ионов измерялась с помощью электростатического (на ЭГ-0,3) либо электромагнитного (на КГ-500) спектрометров, установленных позади экспериментальной камеры. Первый из них градуировался по конверсионным электронам ^{152}Eu [2], а второй — по резонансам реакции $^{19}F(p, \alpha\gamma)$ при энергиях 340,4 и 483,6 *кэв*. Погрешность измерений энергии первичного пучка (E_0) составляла менее ± 1 *кэв*, а прошедшего через мишень ($E_к$) — $\pm (1 \div 1{,}5)$ *кэв*[1].

Удельные потери энергии ионов в мишени определялись по результатам измерений величин E_0 и E_k с помощью обычной формулы $-(dE/dt)_{E=\bar{E}} \simeq (E_0 - E_k)/t$, где t—толщина мишени, а $\bar{E} = 0{,}5(E_0 + E_k)$. Точность определения значений dE/dt была при этом не хуже $\pm 0{,}05$ *кэв·см²/мкг* ($5 \div 7\%$).

Мишени изготавливались путем испарения алюминия в вакууме на поверхность стекла, покрытого тонким слоем глицерина. Толщины мишеней определялись с точностью $1 \div 2\%$ по величине потерь энергии протонов. Необходимая для этой цели зависимость удельных энергетических потерь протонов в Al от их энергии была взята из работы [7]. Использовавшиеся в настоящей работе мишени имели толщины от 24

[1] Значения E_0 и E_k определялись по величине поля (электрического или магнитного), при котором наблюдалась максимальная скорость счета детектора ионов в спектрометре (тонкий кристалл CsI (Tl) с фотоумножителем ФЭУ-16).

до 105 *мкг/см²*. Как правило, одна и та же мишень служила для измерений и угловых распределений рассеянных частиц, и удельных потерь энергии их в веществе мишени.

Результаты измерений и их обсуждение

Удельные потери энергии ионов He в алюминии. Измерения удельных потерь энергии ионов ^4He в Al выполнены с 11 мишенями при нескольких значениях начальной энергии E_0 в интервале от 80 до 350 *кэв*. Полученные результаты представлены на рис. 2, где

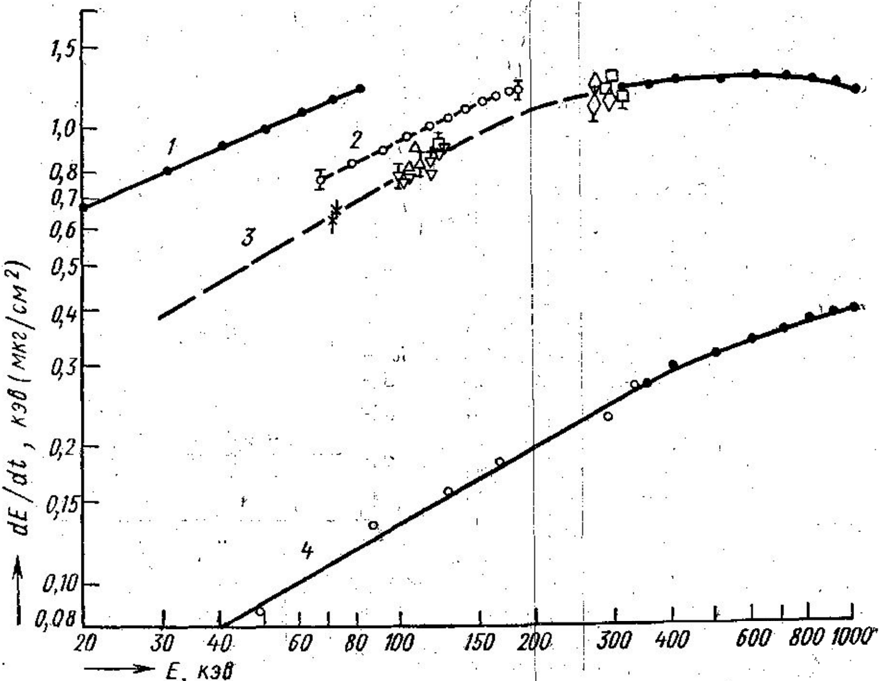

Рис. 2. Энергетические потери ионов ^4He. *1* — в углероде [10]; *2* и *3* — в алюминии: ● — из [8], ○ — из [9]; ▽ — $t=23{,}8$, + — $t=25{,}2$, и △ — $t=56{,}5$ *мкг/см²*; другие символы — по таблице; *4* — в золоте: ● — из [8] и ○ — из [11]

для сравнения приведены данные из работ других авторов [9, 8]. Как видим, результаты настоящей работы при энергиях, близких к 300 *кэв*, неплохо согласуются с хорошо известными данными Пората и Рамаватарама [8]. Работа Мурхеда [9] была опубликована в то время, когда описываемые исследования были частично выполнены. Приведенные в ней значения dE/dt для ионов He в Al в области энергий 65÷180 *кэв* превышают полученные в настоящей работе на ~15%, что несколько больше суммарных ошибок измерений (в работе [9] они были ~3%).

Исходя из полученных результатов была определена зависимость величины dE/dt от энергии ионов, необходимая для анализа экспериментальных данных об их многократном рассеянии[1]. График этой зависимости изображен на рис. 2 пунктирной линией (кривая *3*), которая

[1] Использование для этой цели данных Мурхеда приводит к увеличению полуширин функций $H_T(\theta)$ не более чем на 3%.

проведена возможно ближе к экспериментальным точкам и при $E = 300$ *кэв* плавно переходит в кривую, построенную по результатам работы [8]. В область энергий $E < 70$ *кэв* функция $dE/dt = f(E)$ экстраполирована прямой линией (в логарифмическом масштабе), поскольку аналогичные зависимости для ионов ^4He в углероде [10] и золоте [11] в этой области практически линейны (см. рис. 2).

Угловые распределения рассеянных частиц. Экспериментальные угловые распределения многократно рассеянных ионов

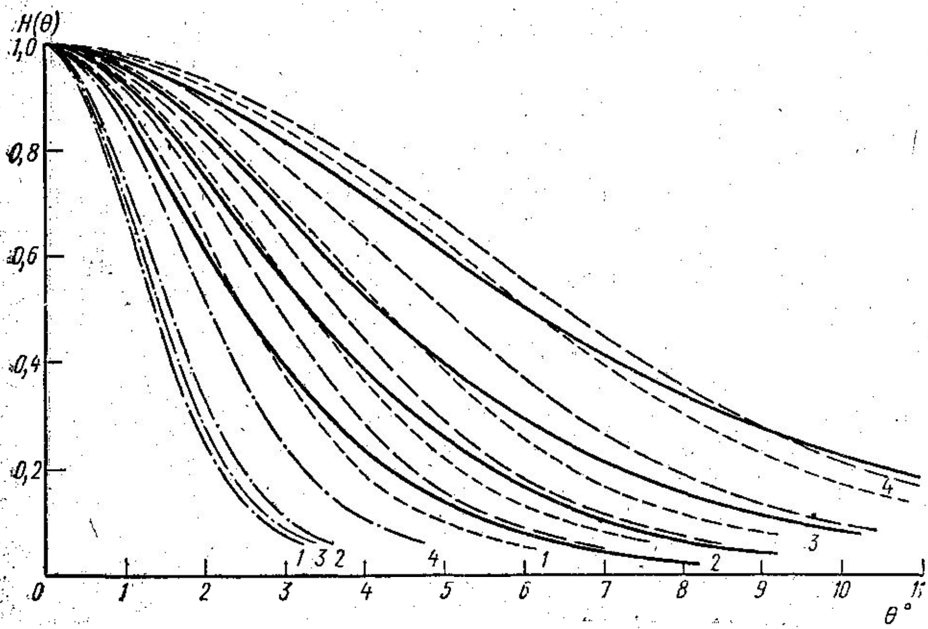

Рис. 3. Ионы He в Al. Сплошная линия — эксперимент, пунктирная — расчеты по теории Мольера, штрих-пунктирная — с $Z^2_{эфф} = \overline{i^2}$, точечная — с $Z_{эфф} = \eta Z_1$. *1* и *2* — $t = 73{,}5$ *мкг/см²*, $E_0 = 239$ *кэв*, *3* — $t = 43{,}4$ *мкг/см²*, $E_0 = 117$, *4* — $t = 78$ *мкг/см²*, $E_0 = 154{,}5$ *кэв*

телия $H_э(\theta)$ получены для 10 мишеней при нескольких значениях начальной энергии частиц E_0 в диапазоне 80—300 *кэв*. Некоторые из них в качестве примера приведены на рис. 3, а полная сводка экспериментальных результатов дана в таблице. Значения средней энергии ионов в мишени $\overline{E}$ рассчитаны для соответствующих величин t и E_0 с помощью описанной выше зависимости $dE/dt = f(E)$. Функции $H_э(\theta)$ нормированы к единице при 0°; под их полушириной $(\theta_{0,5})_э$ подразумевается половина ширины на «высоте» $0{,}5\, H_э(0°)$, т. е. $H_э(\theta_{0,5}) = 0{,}5$.

Измеренные угловые распределения имели полуширины от 2,5 до ~8,3°, поэтому анализ их проводился, как и ранее [1—3], с помощью теории Мольера—Бете [4, 5]. Согласно этой теории форма функции углового распределения рассеянных частиц $H_т(\theta)$ [1] определяется «эффективным числом соударений»

$$\Omega_b = \chi_c^2 / \chi_a^2 \qquad (1)$$

[1] Символ $H_T(\theta)$ употреблен здесь для обозначения функции углового распределения Мольера $F_M(\theta)$, нормированной к единице при 0°, т. е. $H_T(\theta) = F_M(\theta)/F_M(0°)$.

(через параметр $B = f(\ln \Omega_b)$), а ширина ее зависит от величины «масштабного фактора» $\chi_c \sqrt{B}$. «Угол единичной вероятности» χ_c определяется выражением

$$\chi_c = \sqrt{4\pi Nt}\,(Z_1 Z_2/p_1 v_1), \tag{2}$$

в котором p_1, v_1 и $Z_1 e$ — импульс, скорость и заряд налетающей частицы, а $Z_2 e$ и Nt — заряд ядер атомов-рассеивателей и их количество на единицу площади мишени. «Угол экранирования» χ_a является характеристикой взаимодействия частицы с атомом среды. Для случая рассеяния частицы с точечным зарядом $Z_1 e$ на атоме, поле которого может быть описано с помощью функции экранирования Томаса—Ферми, величина χ_a может быть с хорошей точностью вычислена по формуле

$$\chi_a = (\Lambda_1/a_2)\sqrt{1{,}13 + 3{,}76\alpha^2}, \tag{3}$$

где $\Lambda_1 = \hbar/p_1$, $a_2 = 0{,}885 a_0 Z_2^{-1/3}$ ($a_0 = 0{,}529 \cdot 10^{-8}$ *см*) и $\alpha = Z_1 Z_2 e^2/\hbar v_1$.

В условиях, при которых выполнялись описанные измерения, значение параметра α было велико (>15). Это дало возможность пренебречь в формуле (3) величиной 1,13 по сравнению с членом $3{,}76\,\alpha^2$ и при вычислении Ω_b пользоваться простым выражением [3]:

$$\Omega_b \simeq 4\pi Nt a_2^2/3{,}76, \tag{4}$$

которое после подстановки постоянных величин ($Z_1 = 2$, $Z_2 = 13$, $N = 6{,}02 \cdot 10^{22}$ *ат/см*^{3}) приняло вид

$$\Omega_b \simeq 0{,}295 t \tag{4a}$$

(t — в *мкг/см*^{2}). Поскольку ионы теряли в мишени значительную долю (до $\sim 50\%$) первоначальной энергии, то при вычислении параметра χ_c изменение энергии частиц в процессе рассеяния учитывалось с помощью усреднения по формуле [4]

$$\overline{\chi}_c^2 = \int_0^t \frac{\chi_c^2}{t}\,dt = \pi e^4 N Z_1^2 Z_2^2 \int_{E_0}^{E_k} \frac{dE}{E^2\,(dE/dt)} = 0{,}986 \int_{E_0}^{E_k} \frac{dE}{E^2\,(dE/dt)}, \quad (E \text{ — в } \textit{кэв}). \tag{5}$$

Интегрирование производилось численно; подынтегральная функция была рассчитана исходя из зависимости $dE/dt = f(E)$, приведенной на рис. 2 (кривая *3*).

В каждом конкретном случае для данных значений Ω_b и $\overline{\chi}_c^2$ величина B определялась с помощью графика зависимости ее от $\lg \Omega_b$ [4], а точки соответствующей функции $H_т(\theta)$ — с помощью графиков зависимости величин $H_т(\theta_n)$ от B для значений $\theta_n = n\chi_c\sqrt{B}$ ($n = 0$; 0,2; 0,4; ...) [2]. Примеры полученных таким образом теоретических функций $H_т(\theta)$ представлены на рис. 3; сравнение полуширин рассчитанных и измеренных распределений дано в таблице и на рис. 4, *б*.

Как видно, рассчитанные по теории Мольера функции угловых распределений ионов He, многократно рассеянных в Al, оказались во всех случаях шире экспериментальных. Различие в полуширинах $(\theta_{0,5})_т$ и $(\theta_{0,5})_э$ при этом заметно меньше, чем для более тяжелых ионов ^{14}N и ^{16}O с энергией ~ 300 *кэв/нуклон* [3], оно составляет 10—15% для всех мишеней, за исключением самых тонких (25,0 и 26,5 *мкг/см*^{2}), где оно превышает 20%. По-видимому, в этих последних случаях число столкновений ионов в мишени слишком мало ($\Omega_b \sim 8$ и $B \sim 3$) и расчеты по теории Мольера не совсем оправданы [1].

Аналогично тому, как это делалось для ионов ^{14}N и ^{16}O[3], были выполнены также расчеты с использованием вместо Z_1^2 «эффективного заряда» ионов $Z^2_{эфф}$, равного среднеквадратичному заряду $\overline{i^2}$ в пучке с равновесным

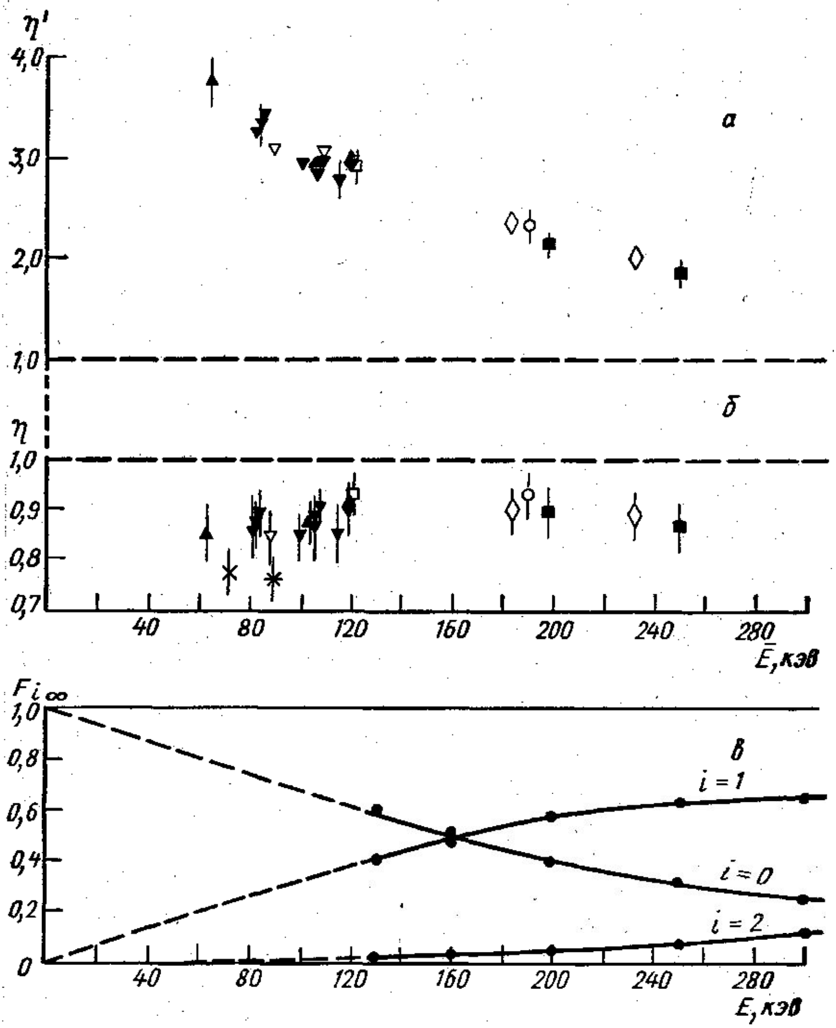

Рис. 4. Обозначение мишеней по таблице

зарядовым составом. При этом учитывалось изменение величины $\overline{i^2}$ с изменением энергии ионов E (т. е. величина $\overline{i^2}(E)$ была введена в (5) под знак интеграла). Зависимость $\overline{i^2}(E)$ была рассчитана исходя из данных о зарядовом составе пучка ионов He в Al при различной энергии; для области $E \geqslant 130$ *кэв* эти данные были взяты из работы [13], для меньших энергий — получены экстраполяцией, изображенной на рис. 4, *в* ($F_{i\infty}$ — доля ионов с зарядом i при равновесии). Рассчитанные таким

[1] В работе [2] отмечено, что теория Мольера при $B \simeq 3{,}8$ ($O_b \sim 13$) еще вполне удовлетворительно описывает многократное рассеяние протонов в Al

образом функции угловых распределений рассеянных ионов $H_т(\theta)$ оказались намного у́же измеренных (см. таблицу и рис. 3 и 4, *а*); это связано, по-видимому, с наличием при данных условиях в проходящем

№	t, *мкг/см²*	Символ	E_0, *кэв*	$\bar{E}$, *кэв*	$(\Theta_{0,5})_э$, *мин*	$\Omega_в$	B	$\bar{\chi}_c$ *мин*	η	$\bar{\chi}'_c$ *мин*	η'	$Z_{эфф}$	$\sqrt{\overline{i^2}}$
1	105	◇	293	233	218	31,0	4,92	157	0,88	70,5	1,96	1,76	0,92
2	105		239	183	285	31,0	4,92	203	0,89	80	2,33	1,78	0,82
3	89,5	○	239	190	254	26,5	4,72	177	0,93	72	2,31	1,86	0,84
4	81	◆	154,5	120	372	24,0	4,60	272	0,90	83,5	2,95	1,80	0,66
5	78	□	154,5	121	363	23,0	4,53	263	0,93	82,5	2,93	1,85	0,66
6	73,5	■	293	250	150	21,7	4,45	119	0,86	56,2	1,80	1,72	0,95
7	73,5		239	198	198	21,7	4,45	151	0,89	63,5	2,12	1,78	0,85
8	55,5	▲	126,5	104	307	16,4	4,10	254	0,87	75	2,90	1,74	0,61
9	55,5		80,0	63,5	~500	16,4	4,10	421	~0,85	94,3	3,76	1,70	0,46
10	47,0	▽	105	88,0	305	13,8	3,88	273	0,84	74,5	3,07	1,68	0,55
11	43,4	▼	133	114,5	~220	12,8	3,78	199	~0,85	62	2,76	1,70	0,64
12	43,4		125	107,0	252	12,8	3,78	213	0,90	64,5	3,00	1,80	0,62
13	43,4		123	105,5	~244	12,8	3,78	217	~0,86	64,5	2,87	1,72	0,61
14	43,4		123	105,5	252	12,8	3,78	217	0,88	64,5	2,93	1,76	0,61
15	43,4		117	100,0	255	12,8	3,78	229	0,85	66,5	2,94	1,69	0,59
16	43,4		98,8	83,5	320	12,8	3,78	275	0,89	72	3,40	1,78	0,54
17	43,4		97,5	82,5	315	12,8	3,78	279	0,86	72,5	3,32	1,72	0,53
18	43,4		97,0	82,0	~312	12,8	3,78	281	~0,85	73	3,25	1,70	0,53
19	26,6	∗	98,5	89,0	165	7,85	3,07	193	0,76	—	—	—	—
20	25,0	×	80,0	72,0	202	7,38	2,98	238	0,77	—	—	—	—

Величины $(\Theta_{0,5})_э$ определены с точностью 2,5—4% (со знаком ~ — с точностью ~ 5%), а величины η — с точностью 4—6% (со знаком ~ — с точностью ~ 7%) [1]. Значения $\sqrt{\overline{i^2}}$ даны для средней энергии $\bar{E}$.

через мишень пучке большого количества нейтральных атомов ($i=0$ на рис. 4, *в*), рассеянием которых при таком способе расчета фактически пренебрегается.

Ясно, что, изменяя величину $Z^2_{эфф}$ в пределах $\overline{i^2} \leqslant Z^2_{эфф} \leqslant Z_1^2$, можно подобрать ее значение, при котором полуширина $(\theta_{0,5})'_т$ рассчитанной функции $H'_т(\theta)$ совпадет с полушириной измеренного углового распределения $(\theta_{0,5})_э$. Поскольку при условии $\alpha \gg 1$ величина Ω_b (и, следовательно, B) от величины Z_1 не зависит (см. (4)), а для $B = \text{const}$ можно считать $(\theta_{0,5})_т \sim \chi_c \sqrt{B}$ (см. таблицу), то, сравнивая полуширины $(\theta_{0,5})'_т$ и $(\theta_{0,5})_т$ и заменяя $(\theta_{0,5})'_т$ на $(\theta_{0,5})_э$, получим

$$Z_{эфф} \simeq Z_1 \frac{(\theta_{0,5})_э}{(\theta_{0,5})_т} = Z_1 \eta. \qquad (6)$$

Таким образом, величина $Z_{эфф}$ для пучка ионов ^{4}Не оказывается лишь немного меньшей заряда их ядер Z_1. В исследованном диапазоне энергий она составляет $(0,85 \div 0,9)\, Z_1$ (не считая мишеней толщиной ~ 25 *мкг/см*^{2}), что должно быть близко к минимальному значению, соответствующему пучку нейтральных атомов Не° (в наших условиях доля Не° достигала 80%). Изменение величины $Z_{эфф}$ в пределах исследованного диапазона ($\bar{E} = 60 \div 250$ *кэв*) мало́ и не выходит за пределы ошибок эксперимента. Следовательно, для расчета функций углового распределения многократного рассеяния ионов Не в указанном интервале энергий можно использовать среднее по всему интервалу значение $\bar{Z}_{эфф} = 1,75$ (в интервале $\bar{E} = 60—120$ *кэв* (см. рис. 4, б) $\bar{Z}_{эфф} = 1,74$; а в интервале $\bar{E} = 180—250$ *кэв* — 1,78). При этом функция Н(θ) определится с точностью $\sim 5\%$ в пределах углов от 0° до $\theta \simeq \chi_c \sqrt{B} \simeq 1,3\, \theta_{0,5}$, что соответствует изменению величины Н от 1 до $\sim 0,3$. На бо́льших углах различие между $H_т(\theta)$ и $H_э(\theta)$ возрастает. Отклонения рассчитанных функций $H(\theta)$ от измеренных (см. рис. 3) имеют в данном случае тот же характер, что и для ионов ^{14}N и ^{16}O с энергией ~ 300 *кэв/нуклон* при $Z^2_{эфф} = \overline{i^2}$ [3], и объясняются, по-видимому, теми же причинами, т. е. зависимостью «истинной» величины $Z_{эфф}$ от угла рассеяния (параметра соударения).

Полученные данные в совокупности с результатами предыдущих работ [2, 3] позволяют сделать следующее заключение. При описании многократного рассеяния тяжелых атомных частиц (ионов) на малые углы в условиях, когда существенную роль при их движении в среде играет перезарядка, удовлетворительные результаты могут быть получены с помощью теории Мольера—Бете [4, 5], если в расчетах вместо заряда ядер ионов Z_1 использовать некоторый «эффективный» заряд $Z_{эфф}$. Это дает возможность рассчитать функцию углового распределения рассеянных частиц $H(\theta)$ с точностью $\sim 5\%$ в основной ее части (до углов $\sim 1,3\, \theta_{0,5}$). Величина $Z_{эфф}$ зависит, очевидно, как от рода ионов (Z_1), так и от их энергии.

Для ионов водорода с энергией выше 30 *кэв* величина $Z_{эфф}$ близка к Z_1 ($\geqslant 0,95\, Z_1$) [2], для ионов ^{4}Не с энергией 15—75 *кэв/нуклон* она составляет $(0,85 \div 0,9)\, Z_1$ и мало меняется с ростом энергии, а для ионов ^{14}N и ^{16}O с энергией $\geqslant 300$ *кэв/нуклон* ее можно считать равной среднеквадратичному заряду в пучке с равновесным зарядовым составом $\sqrt{\overline{i^2}}$ [3]. Таким образом, значение $Z^2_{эфф}$ в общем случае заключено, по-видимому, в пределах $\overline{i^2} \leqslant Z^2_{эфф} \leqslant Z_1^2$ и может быть определено исходя из данных эксперимента.

Авторы приносят свою благодарность А. К. Ичевой и Х. И. Андриановой, а также бригаде ускорителя КГ-500 за существенную помощь в работе.

ЛИТЕРАТУРА

1. Бедняков А. А., Бояркина А. Н., Савенко И. А., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, **42**, 740, 1962.
2. Бедняков А. А., Дворецкий В. Н., Савенко И. А., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, **46**, 1901, 1964. «Вестн. Моск. ун-та», физ., астрон., № 1, 55, 1965.
3. Бедняков А. А., Николаев В. С., Рудченко А. В., Тулинов А. Ф. ЖЭТФ, **50**, 589, 1966.
4. Moliere G. Z. Naturforsch., **3a**, 78, 1948.
5. Bethe H. A. Phys. Rev., **89**, 1256, 1953.

6. Бедняков А. А., Бояркина А. Н., Савенко И. А., Тулинов А. Ф. «Приборы и техника эксперимента», № 6, 35, 1962.
7. Kahn D. Phys. Rev., **90**, 503, 1953.
8. Porat D. I., Ramavataram K. Proc. Phys. Soc. (London), **78**, 1135, 1961.
9. Moorhead R. D. J. Appl. Phys., **36**, 391, 1965.
10. Ormorod J. H., Duckworth H. E. Canad. J. Phys., **41**, 1424, 1963.
11. Wilcox H. A. Phys. Rev., **74**, 1743, 1948.
12. Moliere G. Z. Naturforsch, **2a**, 133, 1947.
13. Allison S. K. Revs. Mod. Phys., **30**, 1137, 1958.

Поступила в редакцию
16.6 1970 г.

НИИЯФ